

so sieht man den großen Einfluß von n_{Mi}^2 auf diese Größen, der bei beiden Molekeln eine verschiedene Vergrößerung von Θ_1^* verursachen dürfte, gegenüber den Werten, die man mit einem einheitlichen n_M^2 erhält, wie es unserem vereinfachten Modell entspricht.

Abgesehen von den Schwankungserscheinungen kann also eine elektrostatische Theorie den Kerr-Effekt auch in unpolaren Flüssigkeiten wenigstens in ihren Grundzügen richtig darstellen. Die durchgeführten Überlegungen zeigen, daß der Grund für die Diskrepanzen zwischen Flüssigkeits- und Gaswerten nach der alten Theorie vornehmlich in der Ersetzung des inneren und des richtenden Feldes durch den Feldmittelwert über die ganze Substanz (Lorentz-Feld) zu suchen ist. Beim Vergleich mit dem Beobachtungsmaterial ergibt sich keine Notwendigkeit, den Einfluß einer besonderen Flüssigkeitsstruktur, die mit wachsender molekularer Anisotropie die Kerr-Konstante herabsetzen sollte, als

für den Kerr-Effekt wesentlich bestimmend anzunehmen. Vielleicht hat man sich doch bisher über das Ausmaß der Parallellagerung von unpolaren Molekülen in der Flüssigkeit bei niedermolekularen Substanzen eine etwas übertriebene Vorstellung gemacht, zumal wenn man bedenkt, daß nach den Volumenabschätzungen das Eigenvolumen der Moleküle nur 0,3 bis 0,4 des ganzen Flüssigkeitsvolumens ausmacht und die Molekeln im Raum um drei Achsen drehbar sind.

Man kann zwar auch jetzt nicht ohne weiteres die molekulare optische Anisotropie aus Kerr-Effektmessungen an Flüssigkeiten ableiten, da dazu die Größen n_{Mi}^2 bekannt sein müßten. Der Vergleich von Flüssigkeits- und Gasmessungen dürfte aber auf eine andere und bessere Grundlage gestellt sein, indem man dabei gerade Aussagen über die n_{Mi}^2 und damit solche zur Frage der anisotropen Polarisierbarkeit besonders von substituierten Gruppen gewinnen kann.

Eine photoelektrische Methode zur gleichzeitigen Bestimmung von Lebensdauer und Beweglichkeit injizierter Stromträger in Halbleitern

Von GÜNTER ADAM

Aus dem Institut für theoretische und angewandte Physik der Technischen Hochschule Stuttgart

(Z. Naturforschg. 9a, 607—611 [1954]; eingegangen am 9. April 1954)

Mit Hilfe eines schwenkbaren Lichtbündels wird in Germanium ein gleichförmig fortbewegtes Generationsgebiet für zusätzliche Stromträger geschaffen. Die unsymmetrische stationäre Trägerverteilung, die sich um die Einstrahlungsstelle herum ausbildet, liefert an einer Spitzensonde eine proportionale Photospannung, die oszillographisch registriert wird. Die Verteilung wird berechnet, und es werden Verfahren zur Auswertung der erhaltenen Oszillogramme abgeleitet und an Beispielen erläutert. Lebensdauer und Diffusionskonstante lassen sich aus einem Oszillogramm ermitteln. Meßergebnisse an verschiedenen dotierten einkristallinen Germaniumproben werden mitgeteilt.

Wird in Germanium Licht eingestrahlt, so werden durch Anregung von Elektronen aus dem Valenzband ins Leitfähigkeitsband paarweise Leitungselektronen und Löcher erzeugt. Diese überschüssigen Stromträgerpaare diffundieren aus dem Gebiet der Lichtabsorption, wo sie erzeugt werden, in die unbeleuchtete Umgebung und verschwinden nach einer mittleren Lebensdauer τ durch Rekombination.

Der sich ausbildende Dichteverlauf kann nach Goucher¹ durch Aufsetzen einer Spitze auf die Germanium-Oberfläche festgestellt werden. An der dem Spitzenkontakt vorgelagerten Sperrschicht entsteht eine Photospannung, die der überschüssigen Paardichte in der unmittelbaren Umgebung der Spitze proportional ist². Verwendet man tief eindringendes Licht und schaltet man Oberflächenrekombination durch Ätzen der Oberfläche weit-

¹ F. S. Goucher, Phys. Rev. **81**, 475 [1951].

² Nach Bardeen gilt die Proportionalität exakt für den Photokurzschlußstrom, für die Photospannung

aber nur näherungsweise bei schwacher Injektion. Vgl. J. Bardeen, Bell. Syst. Techn. J. **31** 469 [1950], Gln. (7) und (12).



gehend aus, so kann der eindimensionale Fall mit stäbchenförmigen Proben näherungsweise verwirklicht werden. Bildet man dann einen schmalen Lichtspalt langbrennweitig auf der Oberfläche senkrecht zur Stäbchenachse ab, so erhält man eine flächenhafte Trägerquelle quer durch das Stäbchen, und es stellt sich zu beiden Seiten des Lichtstriches bei genügend langem Stäbchen ein exponentieller Abfall der Paardichte $p = p_0 \exp(-|x|/L)$ ein. Die Diffusionslänge L gewinnt man durch logarithmisches Auftragen der Photospannung gegen den Abstand x des Lichtstriches von der Spitzensonde. Für L gilt die Beziehung

$$L = \sqrt{D\tau}. \quad (1)$$

Da die Diffusionskonstante D mit der Beweglichkeit μ durch die Einsteinsche Beziehung $D = \mu kT/e$ verknüpft ist, kann man aus (1) die Lebensdauer τ ermitteln, wenn die Beweglichkeit aus anderen Messungen bekannt ist.

Eine *gleichzeitige* Bestimmung von D und τ in einem einzigen Meßvorgang wird dadurch ermöglicht, daß man den Lichtstrich mit gleichförmiger Geschwindigkeit über die Probe hinwegbewegt und die am Spitzenkontakt auftretende Photospannung auf dem Leuchtschirm eines Oszillographen registriert.

Die Diffusionsgeschwindigkeit $v_D = L/\tau = \sqrt{D/\tau}$ tritt jetzt mit der Geschwindigkeit c der Trägerquelle in Konkurrenz. Im bewegten Koordinatensystem ($\bar{x} = x - ct$) erhält man bei unendlich langem Stäbchen einen stationären Dichteverlauf

$$p = \frac{g_0 d\xi}{2D \sqrt{\left(\frac{c}{2D}\right)^2 + \frac{1}{D\tau}}} \cdot \exp\left\{-\bar{x} \frac{c}{2D} - |\bar{x}| \sqrt{\left(\frac{c}{2D}\right)^2 + \frac{1}{D\tau}}\right\} \quad (2)$$

als Lösung der Differentialgleichung

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p}{\tau} + D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + g_0 f(x, t), \quad (3)$$

die das Verhalten der zusätzlichen Stromträger beschreibt. Rekombination, Diffusion und Generation der Paare werden durch die drei Glieder der rechten Seite dargestellt. Die Anwendung der linearen Differentialgleichung (3) ist bei reiner Überschuß- und Defektleitung nur im stromlosen Fall und bei nicht

zu starker Injektion, bei reiner Eigenleitung dagegen allgemein zulässig³. Bei Störleitung ist D näherungsweise gleich der Diffusionskonstanten der Minorität. Bei Eigenleitung stellt D einen Mittelwert aus den Diffusionskonstanten für Elektronen und Löcher dar. Es ist dann³

$$D = \frac{2 D_n D_p}{D_n + D_p}.$$

Für die Lösung (2) wurde ein genügend schmaler Lichtstrich mit der (theoretisch unendlich kleinen) Breite $d\xi$ und mit konstanter Erzeugungsrate g_0 angenommen⁴. g_0 ist die im cm^3 pro sec erzeugte Trägerzahl.

Das Licht einer Glühlampe, dessen Hauptanteil im sichtbaren und nahen ultraroten Spektralbereich liegt, wird aber in Germanium schon dicht hinter der Oberfläche praktisch restlos absorbiert⁵. Seine Eindringtiefe ist viel kleiner als die Diffusionslänge der von ihm erzeugten Träger. Daher kann nicht ohne weiteres mit dem eindimensionalen Fall gerechnet werden, wenn — wie hier — mit Rücksicht auf die höhere Trägerausbeute im wesentlichen sichtbares Licht verwendet wurde. Dieser Spektralbereich liefert den überwiegenden Beitrag zur Trägererzeugung; der Beitrag der tiefer eindringenden Strahlung mit Quantenenergien in der Nähe der Bandlücke von Germanium kann dagegen vernachlässigt werden, weil dort die Absorption im selben Maße zurückgeht wie die Eindringtiefe wächst⁵. Es wurde daher auch der zweidimensionale Fall einer strichförmigen, entlang der Oberfläche bewegten Quelle berechnet. An die Stelle von (2) tritt dann die Lösung:

$$p = \frac{g_0 d\xi d\zeta}{D} e^{-\frac{c}{2D}\bar{x}} K_0\left(\sqrt{(\bar{x}^2 + z^2) \left[\left(\frac{c}{2D}\right)^2 + \frac{1}{D\tau}\right]}\right), \quad (4)$$

wo $K_0(u) = i\pi/2 \cdot H_0^{(1)}(iu)$ und $H_0^{(1)}(u)$ die bekannte Hankel-Funktion ist. Die z -Achse verläuft senkrecht zur Germanium-Oberfläche. Das Flächenelement $d\xi d\zeta$ stellt den Querschnitt der strichförmigen, idealisierten Trägerquelle mit homogener Trägererzeugung g_0 dar. Die Quellenlösung (4) ist — ebenso wie (2) — auf das Experiment anwendbar, solange $d\xi \approx d\zeta \ll 2L$ ist. Da die Sperrkontaktsonde

³ Vgl. W. van Roosbroek, Phys. Rev. **91**, 282 [1953].

⁴ Gl. (2) gilt, solange $d\xi \ll 2L$ ist. Bei endlicher Breite des Lichtspaltes bleibt jedoch in den Außen-

gebieten die Exponentialfunktion bis auf konstante Faktoren unverändert.

⁵ Vgl. M. Becker u. H. Y. Fan, Phys. Rev. **76**, 1530 [1949] und W. H. Brattain u. H. B. Briggs, Phys. Rev. **15**, 1705 [1949].

nur die Oberflächenwerte registriert, kann man in (4) $z=0$ setzen und erhält:

$$p = \frac{g_0 d \xi d \zeta}{D} e^{-\frac{c}{2D} \bar{x}} K_0 \left(\bar{x} \sqrt{\left(\frac{c}{2D}\right)^2 + \frac{1}{D\tau}} \right). \quad (4a)$$

Die Lösungen (2) und (4) haben eine charakteristische Eigenschaft gemeinsam. Beide sind von der Form

$$p = p_{\text{symm}}(\bar{x}) \exp(-\bar{x}c/2D), \quad (5)$$

wo p_{symm} eine in \bar{x} symmetrische Funktion bedeutet. Auf diese Eigenschaft gründet sich ein Verfahren (I) zur Auswertung der unsymmetrischen Kurven, die oszillographisch erhalten wurden (vgl. Abb. 1). Mißt man im gleichen Abstand \bar{x} von der Einstrahlungsstelle die Ordinaten und bildet ihr Verhältnis, so erhält man

$$q = \frac{p(-\bar{x})}{p(+\bar{x})} = \exp(c\bar{x}/D). \quad (5a)$$

Hieraus berechnet sich die Diffusionskonstante zu

$$D = \frac{c\bar{x}}{\ln q}. \quad (6)$$

Ein weiteres Auswerteverfahren (II), das streng nur für die eindimensionale Lösung (2) gilt und neben D auch die Lebensdauer τ liefert, kann auch auf die zweidimensionale Lösung (4a) angewandt werden, wenn man sich auf große \bar{x} beschränkt, also nur die äußeren Kurventeile verwendet. Denn es gilt asymptotisch für große u

$$K_0(u) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{e^{-u}}{\sqrt{u}}.$$

Betrachtet man $\ln \sqrt{u}$ als näherungsweise konstant, so erhält man aus (4a) für große \bar{x} näherungsweise

$$\left| \frac{d \ln p}{d x} \right| \equiv \frac{1}{L_2} = + \frac{c}{2D} + \sqrt{\left(\frac{c}{2D}\right)^2 + \frac{1}{D\tau}} \quad (7a)$$

im Gebiet *vor* der Trägerquelle, und

$$\left| \frac{d \ln p}{d x} \right| \equiv \frac{1}{L_1} = - \frac{c}{2D} + \sqrt{\left(\frac{c}{2D}\right)^2 + \frac{1}{D\tau}} \quad (7b)$$

im Gebiet *hinter* der Trägerquelle. Die beiden modifizierten Diffusionslängen L_1 und L_2 gewinnt man also — ebenso wie L im statischen Fall — als die reziproken Steigungen der logarithmisch aufgetragenen äußeren Kurventeile. Aus (7) erhält man unter Verwendung von (1) die Beziehungen

$$L = \sqrt{D\tau} = \sqrt{L_1 L_2}, \quad (8)$$

$$D = \frac{c}{1/L_2 - 1/L_1}, \quad (9)$$

$$\tau = L^2/D = \frac{L_1 - L_2}{c}. \quad (10)$$

Damit lassen sich aus *einer* Kurve alle drei Größen L , D und τ berechnen.

Durch Variation der Geschwindigkeit c ist man in der Lage, die Richtigkeit dieses Auswerteverfahrens zu überprüfen.

Nach (7) muß sein:

$$\left(\frac{d L_1}{d c} \right)_{c=0} = - \left(\frac{d L_2}{d c} \right)_{c=0} = \frac{\tau}{2} \quad (11)$$

$$\text{und} \quad \left(\frac{d 1/L_2}{d c} \right)_{c=0} = - \left(\frac{d 1/L_1}{d c} \right)_{c=0} = \frac{1}{2D}. \quad (12)$$

Ferner gilt asymptotisch für große c :

$$L_1 \approx \tau c \quad (13)$$

$$\text{und} \quad 1/L_2 \approx c/D, \quad (14)$$

was die Experimente bestätigen müssen.

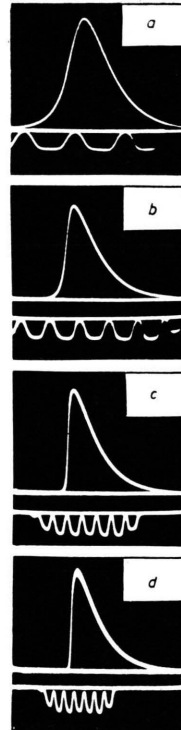


Abb. 1 zeigt Oszillogramme der am Spitzenkontakt auftretenden Photospannung, aufgenommen bei verschiedenen Geschwindigkeiten c des Lichtbündels. Sie geben den Dichteverlauf der vom Licht erzeugten Träger wieder. Die für die Aufnahmen verwendete experimentelle Anordnung ist in Abb. 2 dargestellt. Der Spalt A wird von der Linse B über den rotierenden Spiegel C auf der Germanium-Probe D abgebildet. Im gleichen Abstand $r = \overline{CD}$ befindet sich ein Gitter E, das zur

Abb. 1. Oszillogramme der Photospannung bei verschiedenen Geschwindigkeiten c des Lichtstriches auf der Probe

- a) $c = 572$ cm/sec,
- b) $c = 1335$ cm/sec,
- c) $c = 2670$ cm/sec,
- d) $c = 3820$ cm/sec.

Längenmessung dient. Eine Plankonvexlinse F sammelt das Licht hinter dem Gitter in eine Germanium-Photozelle, die eine gemäß dem Gitterabstand periodische Photospannung liefert, welche auf dem Leuchtschirm des Oszillographen als Längenmaßstab dient (vgl. Abb. 1). Kurz bevor das Lichtbündel über das Gitter und über die Probe läuft, wird jeweils eine Kippschwingung für die Horizontalablenkung im Oszillographen ausgelöst. Hierzu dient eine mit dem Spiegel mitrotierende Scheibe G, die derart gelocht ist, daß sie jeweils im rechten Moment einen Licht-

strahl (senkrecht zur Zeichenebene in Abb. 2) auf eine Photozelle fallen läßt, die ihrerseits durch ihre Spannungsimpulse die Kippschwingungen im Oszillographen auslöst. Die Leuchtschirmbilder wurden photographiert.

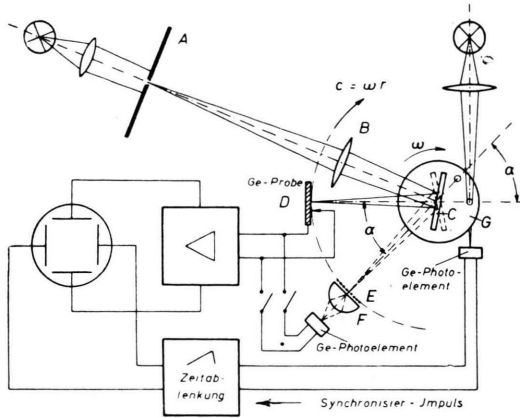


Abb. 2. Die experimentelle Anordnung zur Messung der Lebensdauer und Beweglichkeit injizierter Stromträger.

Ein Beispiel zur Auswertung einer oszillographisch aufgenommenen Kurve nach Verfahren I [Gl. (6)] zeigt Abb. 3. Das Verfahren II [Gln. (7) bis (10)] wird an Hand der Abb. 4 und 5 erläutert. Abb. 4 stellt ein auf logarithmisches Maßstab umgezeichnetes Oszillogramm dar. Die reziproken Steigungen der beiden geradlinigen Kurvenäste liefern die durch die Ge-

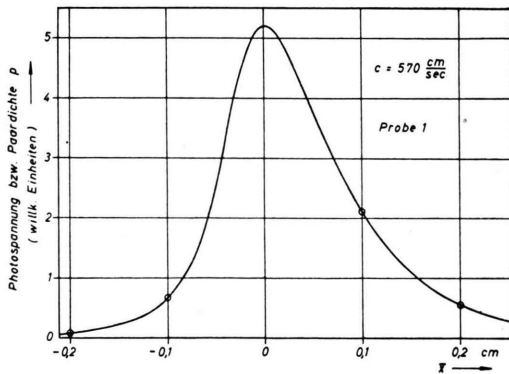


Abb. 3. Photospannung bzw. Paardichte in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Lichtstrich und Spitzen-sonde. Beispiel zur Ermittlung der Diffusionskonstanten nach Verfahren I (Gl. 6): $\bar{x} = 0,1$ cm, $\ln q = 1,06$
 $D = c\bar{x}/\ln q = 53,8$ cm²/sec.

schwindigkeit c der Trägerquelle modifizierten Diffusionslängen L_1 und L_2 . In Abb. 5a und b sind diese Größen bzw. ihre reziproken Werte für verschiedene c aufgetragen. In Abb. 5c, d und e sind die hieraus nach (8), (9) und (10) berechneten Werte für die Diffusionslänge L , die Diffusionskonstante D und die

Lebensdauer τ mit den zugehörigen Mittelwerten eingetragen. Mit diesen Mittelwerten wurden die Nullpunktstangente nach (11) und die Asymptote nach (13) berechnet und in Abb. 5a eingezeichnet (ausgezogene Geraden). Abb. 5b zeigt die entsprechende Nullpunktstangente und Asymptote nach (12) und (14).

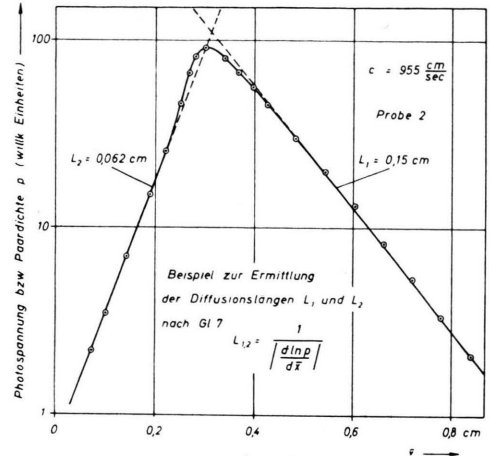


Abb. 4. Photospannung bzw. Paardichte in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Lichtstrich und Spitzen-sonde in logarithmisches Maßstab. Beispiel zur Ermittlung der modifizierten Diffusionslängen L_1 und L_2 nach Gl. (7).

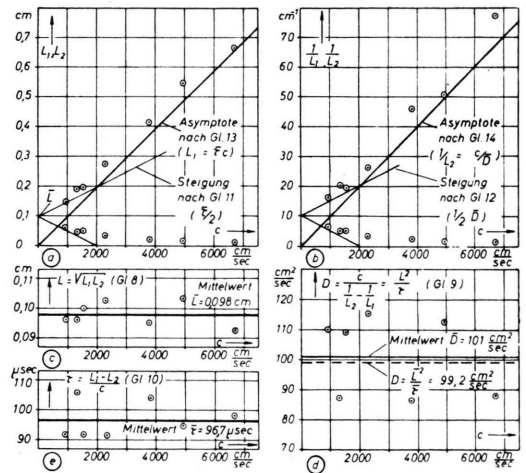


Abb. 5. Die nach Verfahren II berechneten Werte für L_1 , L_2 , $1/L_1$, $1/L_2$, L , D und τ , aufgetragen gegen die Geschwindigkeit des Lichtstriches (Probe Nr. 2).

In Tab. 1 sind die Meßergebnisse für verschiedene einkristalline Proben zusammengestellt. Die Beweglichkeit wurde aus der Diffusionskonstanten D nach der Einsteinschen Beziehung mit $T = 293^\circ\text{K}$ berechnet. Zum Vergleich wurde auch die Hall-Be-

weglichkeit (Hall-Konstante mal Leitfähigkeit) gemessen.

Probe Nr.	Leitf.-typ	Spez. Widerstand [Ohmcm]	Hall-Beweglichkeit [cm ² /Vsec]	Diffusionsbeweglichkeit nach Verfahren		Lebensdauer [μsec]
				I [cm ² /Vsec]	II [cm ² /Vsec]	
1	n	16,3	3950	2250	2150	73
2	p	19,8	2320	3960	4000	97
3	n	40,6		3200	3290	169
4	n	49,4		2760	2760	63

Tab. 1. Meßergebnisse.

Aus den Beweglichkeitswerten der Proben 1 und 2 geht deutlich hervor, daß für die Beweglichkeit der injizierten Paare die Beweglichkeit der Minorität

⁶ Siehe W. Shockley, G. L. Pearson u. J. R. Haynes, Bell. Syst. Techn. J. **28**, 344 [1949] und J. R. Haynes u. W. Shockley, Phys. Rev. **81**, 835 [1951].

maßgebend ist. Die Proben 3 und 4 sind nahezu eigenleitend. Hier ergeben sich, wie zu erwarten ist, für die Beweglichkeit (und für D) mittlere Werte. Während das Puls-Trift-Verfahren⁶ wegen des Verschwindens der dort zu messenden Triftbeweglichkeit⁷ bei Eigenleitung versagt, gestattet das hier geschilderte Verfahren Beweglichkeitsmessungen gerade auch an eigenleitendem Material.

Herrn Prof. Dr. K. Seiler danke ich für Anregung und Diskussionen, der Süddeutschen Apparate-Fabrik, Nürnberg, für weitgehende Unterstützung bei der Durchführung der Messungen. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft habe ich für mehrere Leihgaben zu danken.

⁷ Siehe Fußnote 3 und M. B. Prince, Phys. Rev. **91**, 271 [1953].

Über die Bestimmung der optischen Konstanten von Halbleitern des Typus A^{III}B^V im Infraroten

Von F. OSWALD und R. SCHADE

Aus dem Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke Erlangen

(Z. Naturforsch. **9a**, 611—617 [1954]; eingegangen am 29. März 1954)

An einer Reihe von halbleitenden Verbindungen der Elemente der 3. und 5. Gruppe des periodischen Systems werden durch Reflexions- und Durchlässigkeitsmessungen im Infraroten (0,8 bis 15,2 μ) die Absorptionskonstante und der Brechungsindex, sowie die Breite der verbotenen Zone bestimmt.

Welker¹ hat gezeigt, daß stöchiometrische Verbindungen der Elemente der dritten und fünften Hauptgruppe des periodischen Systems Halbleitereigenschaften haben, ähnlich den Elementen der vierten Gruppe. Der experimentelle Nachweis wurde durch Messungen der Leitfähigkeit, des Hall-Effektes und der magnetischen Widerstandsänderung erbracht^{1,2}.

Das Ziel vorliegender Arbeit war die Bestimmung der optischen Konstanten solcher Verbindungen (Brechungsindex und Absorptionskoeffizient) als Funktion der Wellenlänge und insbesondere die Ermittlung der Breite der verbotenen Zone durch Messung der Lage der Absorptionskanten.

¹ H. Welker, Z. Naturforsch. **7a**, 744 [1952], **8a**, 248 [1953].

² H. Weiß, Z. Naturforsch. **8a**, 463 [1953]; O. G. Folberth, R. Grimm u. H. Weiß, ebd. **8a**, 826 [1953].

I. Methoden zur Bestimmung der optischen Konstanten

Zur Ermittlung des komplexen Brechungsindex

$$n = n - ik \quad (1)$$

(n = reeller Brechungsindex, k = Absorptionskoeffizient) sind bei bekannter Schichtdicke für jede Wellenlänge grundsätzlich zwei optische Messungen erforderlich.

Hierzu sind viele Verfahren beschrieben worden, wobei sich die meisten mit dünnen Metallschichten befassen. Genannt seien die Arbeiten von Woltersdorff³, Wolter⁴ und Hettner⁵, die auf Intensitätsmessungen des an der Metallschicht reflektier-

³ W. Woltersdorff, Z. Phys. **91**, 230 [1934].

⁴ H. Wolter, Z. Phys. **105**, 269 [1937].

⁵ G. Hettner, Optik **1**, 2 [1946].